

вались в работе [4], получено следующее смещение экситонной полосы поглощения в сторону длинных волн относительно первой полосы фундаментального поглощения

$$\Delta E_{\text{NaCl}} = 1.10 \text{ эВ}; \Delta E_{\text{KCl}} = 1.06 \text{ эВ}; \Delta E_{\text{KBr}} = 1.05 \text{ эВ}; \Delta E_{\text{KJ}} = 0.88 \text{ эВ}.$$

Сравнение полученных данных с результатами работы [4] позволяет определенно говорить о влиянии относительного расположения экситона и диполона на величину смещения экситонной полосы, а также о прослеживаемой связи этой величины с постоянной кристаллической решетки и энергией связи ПЦК. Учитывая анизотропные свойства как экситона, так и диполона, можно указать на метод поляризационной спектроскопии, развитый в [9], который был бы полезен при экспериментальном исследовании взаимодействия рассматриваемых дефектов, на что указывал и сам автор метода [10].

Литература

- [1] Ч. Б. Лушик, И. К. Витол, М. А. Эланго. Усп. физ. наук, 122, 223, 1977.
 [2] F. Bassani, N. Juchausre. Phys. Rev., 105, 819, 1957.
 [3] А. А. Церцвадзе. ФТТ, 3, 336, 1961.
 [4] Г. А. Розман. ФТТ, 7, 1921, 1965.
 [5] Н. Н. Негш. Phys. Rev., 105, 1158, 1957.
 [6] А. А. Воробьев. Центры окраски в щелочно-галогидных кристаллах. Томск, ТГУ, 1968.
 [7] Н. Мотт, Р. Генри. Электронные процессы в ионных кристаллах. ИЛ., М., 1950.
 [8] А. Нирел. Zs. Phys., 101, 680, 1936.
 [9] П. П. Феофилов. ДАН СССР, 92, 545, 743, 1953; ЖЭТФ, 26, 609, 1954; Усп. физ. наук, 58, 69, 1956.
 [10] П. П. Феофилов. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 788, 1967.

Поступило в Редакцию 28 мая 1982 г.

УДК 535.375.5

ЭФФЕКТЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ В ОПЫТАХ ПО ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В. С. Егоров и И. А. Чехонин

Как было показано в [1], ряд явлений, возникающих при внутрирезонаторной спектроскопии с использованием лазера на красителе, может быть объяснен когерентными эффектами взаимодействия света и вещества. Это, в частности, проявляется в возникновении при определенных условиях незатухающего «0—π» импульса, являющегося одним из типов решения оптического уравнения Блоха, записанного для поля световой волны в резонаторе в следующем виде:

$$\ddot{\theta}(t) + \frac{\dot{\theta}}{T_2} + \omega_{\text{кооп}}^2 \sin \theta(t) = 0. \quad (1)$$

Здесь $\theta(t) = \int_{-\infty}^t \frac{\mu_{12} \mathcal{E}(t)}{\hbar} dt$ — угол поворота вектора Блоха, $\mathcal{E}(t)$ — огибающая поля волны, $\omega_{\text{кооп}}$ — кооперативная частота.

В приближении слабой нелинейности ($\theta(t) \ll 1$) при одномодовом режиме генерации и совпадении частоты резонатора с частотой спектрального перехода поглощающей ячейки ω_0 [1] выражение для незатухающего «0—π» импульса выглядит следующим образом:

$$\theta(t) = \theta_0 \sin \omega_{\text{кооп}} t \quad (2)$$

$$E(t) = \varepsilon_0 \cos \omega_{\text{кооп}} t \cos \omega_0 t = \frac{\varepsilon_0}{2} [\cos(\omega_0 + \omega_{\text{кооп}}) t + \cos(\omega_0 - \omega_{\text{кооп}}) t]. \quad (3)$$

В общем случае существования расстройки несущей частоты импульса от резонанса $\Delta = \omega - \omega_0$ огибающая «0— π » импульса осциллирует с частотой

$$\Omega = \frac{1}{2} (\Delta^2 + 4\omega_{\text{кооп}}^2)^{1/2}, \quad (4)$$

если пренебречь конечным значением величины T_2 . При $T_2 \neq \infty$ и $\omega_{\text{кооп}}^2 \gg 1/4T_2^2$ величина Ω определяется неравенством

$$\omega_{\text{кооп}} \leq \Omega \leq \omega_{\text{кооп}}^2 T_2. \quad (5)$$

Интересно отметить, что рассматриваемый случай может, по-видимому, служить примером возникновения незатухающего «0— π » импульса при четырехволновом вырожденном по волновым векторам $|\mathbf{k}_{1,2}(\omega_0 + \omega_{\text{кооп}})| = |\mathbf{k}_{3,4}(\omega_0 - \omega_{\text{кооп}})|$ резонансном смещении [2].

Выражение для спектра «0— π » импульса (3), найденное для чрезвычайно слабой нелинейности системы $\theta_0 \ll 1$, вряд ли имеет место в реальных условиях достаточно сильной накачки поглощающей ячейки. Однако в селективном резонаторе лазера на красителе, использованного нами [1, 8], с полосой пропускания $2\Delta\omega_{\text{рез}}$ дополнительные гармоники огибающей световой волны могут эффективно подавляться

$$\omega_{\text{кооп}} < \Delta\omega_{\text{рез}} < 3\omega_{\text{кооп}}. \quad (6)$$

Это в свою очередь приводит к тому, что выражения (2) и (3) для огибающей волны остаются справедливыми в приближении гармонической линеаризации и для $\theta_0 \approx 1$. Интересно выяснить, какое влияние на характеристики поглощающей ячейки окажет увеличение степени нелинейности взаимодействия света с веществом и, в частности, увеличение амплитуды незатухающего «0— π » импульса. Качественно эту задачу можно решить, приняв во внимание следующие выражения для медленных огибающих поляризации и разности заселенностей вещества

$$\mathcal{P}(t) = \mu_{12} N_0 \sin \theta(t), \quad (7a)$$

$$N(t) = N_0 \cos \theta(t). \quad (7b)$$

Здесь μ_{12} — дипольный момент перехода, а N_0 — полное число поглощающих атомов. Подставляя (2) в (7a) и (7b) имеем

$$\mathcal{P}(t) = \mu_{12} N_0 \sin [\theta_0 \sin \omega_{\text{кооп}} t] = 2\mu_{12} N_0 \left[\sum_{k=0}^{\infty} J_{2k+1}(\theta_0) \sin (2k+1) \omega_{\text{кооп}} t \right], \quad (8a)$$

$$N(t) = N_0 \cos [\theta_0 \sin \omega_{\text{кооп}} t] = N_0 \left[J_0(\theta_0) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} J_{2k}(\theta_0) \cos 2k \omega_{\text{кооп}} t \right], \quad (8b)$$

где J_{2k} , J_{2k+1} — функции Бесселя первого рода порядка $2k$ и $2k+1$.

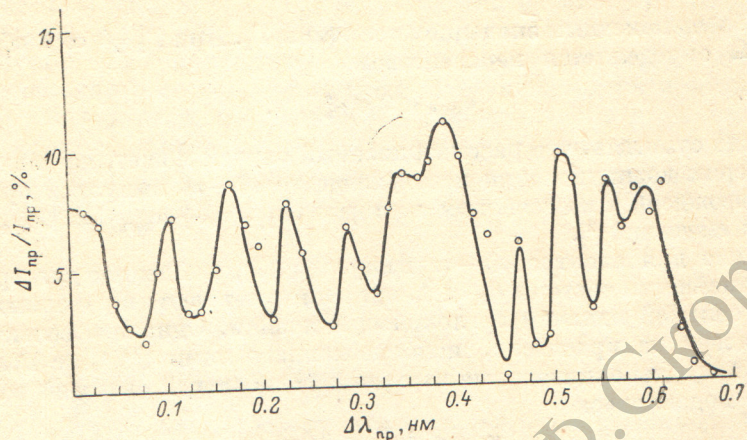
Полученный результат фактически соответствует процессу когерентного рассеяния света вперед в бихроматическом поле (3) [3].

Любопытно отметить, что определяемая из (8b) средняя по времени разность заселенностей $\bar{N}(t) = N_0 J_0(\theta_0)$ может быть и отрицательной при $\theta_0 > 2.4$ [3, 4]. Этот вывод может играть существенную роль для выяснения причин появления «захвата» спектра генерации линией поглощения в опытах с поглощающими ячейками внутри резонатора лазера на красителе [5-7].

Как видно из (8a), выражение для поляризации вещества $P(t) = \mathcal{P}(t) \cos \omega_0 t$ содержит в общем случае достаточно сильного незатухающего «0— π » импульса кроме гармоник на частотах $\omega_0 \pm \omega_{\text{кооп}}$ также составляющие на частотах $\omega_0 \pm (2k+1)\omega_{\text{кооп}}$, где k — целое число.

Комбинационные гармоники поляризации вещества (8b) могут быть в принципе зарегистрированы. Для этой цели, по-видимому, наилучшим образом подходит разработанный нами двухволновый внутррезонаторный лазерный спектрометр, описание которого приведено в [8]. По усилению пробного пучка был зарегистрирован спектр когерентного рассеяния вперед при резонансном возбуждении внутри резонатора лазера на красителе метастабильных атомов неона, образующихся в процессе распада плазмы импульсного разряда (переход

$2p^5 3p^1 S_0 - 2p^5 3s^1 P_1$, $\lambda_0 = 585.2 \text{ нм}$) [9]. Зарегистрированный спектр имеет вид ряда максимумов, симметрично расположенных относительно линии поглощения (на рисунке показан спектр лишь для стоксовой его части). Полученное из положения максимумов на шкале частот значение для частоты модуляции



Зависимость относительного усиления пробного пучка от расстройки длины волны пробного пучка от линии поглощения.

$P_{\text{Ne}} = 10 \text{ ГПа}$, величина импульса тока 150 А при длительности 15 нс , задержка импульса лазера относительно начала разряда 25 нс .

интенсивности $2\omega_{\text{вонд}}/2\pi$ незатухающего «0- π » импульса оказалось равным $\approx 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$. В то же время опыт по перемещению выходного лазерного зеркала [1] дает значение $\approx 6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$.

В заключение хотелось бы отметить, что обнаруженные нами максимумы в спектре когерентного рассеяния вперед могут, по-видимому, рассматриваться как проявление параметрического резонанса в усилении пробного пучка при возбуждении двухуровневой системы модулированной по амплитуде волной накачки [10].

Литература

- [1] В. С. Егоров, И. А. Чехонин. Опт. и спектр., 52, 591, 1982.
- [2] S. A. Shakir. Opt. Comm., 40, 151, 1981.
- [3] С. П. Гореславский, В. П. Крайнов. ЖЭТФ, 76, 26, 1979; S. P. Goreslavsky, N. B. Delone, V. P. Krainov. J. Phys., B, 13, 2659, 1980.
- [4] S. Geltman. Phys. Lett., 81, A, 27, 1981.
- [5] Ya. I. Khanin, A. G. Kagan, V. P. Novikov, M. A. Novikov, I. N. Podushnik, A. I. Shcherbakov. Opt. Comm., 32, 456, 1980.
- [6] А. Н. Рубинов, М. В. Белоконов, А. В. Адамушко. Квант. электрон., 6, 732, 1979.
- [7] У. Н. Мейер. Opt. Comm., 30, 75, 1979.
- [8] В. С. Егоров, И. А. Чехонин. Тезисы докл. Всес. конф. «Оптика лазеров». Л., 1980.
- [9] А. М. Шухтин, В. С. Егоров. Вестн. ЛГУ, 16, 61, 1959.
- [10] Е. Б. Александров, О. В. Константинов, В. И. Перель, В. А. Ходовой. ЖЭТФ, 18, 345, 1964.

Поступило в Редакцию 28 мая 1982 г.